第 39 卷　第 3 期　　天　文　学　进　展　　Vol. 39,　No. 3
2021 年 9 月　　PROGRESS IN ASTRONOMY　　Sept., 2021

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2021.03.01

小行星 YORP 效应的观测研究现状

田　君[1,2]，赵海斌[1,3]

(1. 中国科学院　紫金山天文台　行星科学重点实验室，南京　210023；　2. 中国科学技术大学，合肥　230026；
3. 中国科学院比较行星学卓越创新中心，合肥　230026)

摘要： YORP 效应由不规则形状小行星在太阳辐射下的局部反冲力差异导致的净力矩所引起，长期作用可以改变小行星自转状态。从小行星 YORP 效应的科学意义和研究概况出发，阐述了 YORP 效应对小行星演化的重要性，并详细介绍了小行星 YORP 效应的理论基础和观测研究现状。目前仅有 6 颗小行星的 YORP 效应被观测证实，并计算得到由 YORP 驱动的自转加速度，均处于加速自转状态；未来有 15 颗小行星可能通过实测测得 YORP 驱动自转加速度。最后探讨了利用小行星光变等数据筛选可实测候选体的方法。

关　键　词： 小行星；YORP 效应；形状反演模型；热物理模型

中图分类号： P185.7　　　**文献标识码：** A

1　引　言

小行星蕴含了太阳系形成早期的信息，是研究行星演化的活化石。在小行星演化史中，YORP 效应扮演了重要角色。小行星的自转特性统计研究表明[1]，直径小于 40 km 的小行星的自转速率呈现非麦克斯韦分布，尤其是近地小行星，呈现出明显的双峰结构，这与基于碰撞的模型得出的分布不一致，YORP 效应为这种自转分布提供了一种合理的解释。2011 年，Scheeres 等人[2]提出 YORP 也是改变小行星大小分布的一种有效机制；2014 年，Jacobson 等人[3]的研究表明，目前主带小行星的大小分布无法以单纯碰撞模型解释，而在模型中加入 YORP 效应后与实测结果非常吻合。因此，深入研究 YORP 效应是掌握小行星演化规律的重要途径，也为理解太阳系演化提供了重要依据。

近年来，小行星的空间探测使 YORP 效应的实测成为可能，抵近探测提供了小行星的大小、形状、自转等高精度测量数据，极大地促进了小行星 YORP 效应的研究。2003

收稿日期： 2020-11-04；　**修回日期：** 2021-02-07

资助项目： 中科院先导 B(XDB41000000)；国家自然科学基金 (11633009)；空间碎片与近地小行星防御科研项目 (KJSP2020020204, KJSP2020020102)；民用航天预研项目 (D020304, D020302) 和小行星基金会资助

通讯作者： 赵海斌，meteorzh@pmo.ac.cn

年，日本的隼鸟号 (Hayabusa II) 在对近地小行星 (25143) Itokawa 探测过程中，成功地测得了 Itokawa 受 YORP 驱动的自转加速度[4]。2019 年，美国的冥王号 (origins spectral interpretation resource identification security regolith explorer, OSIRIS-REx) 计划也直接测量了 (101955) Bennu 受 YORP 驱动的自转加速度[5]。

众所周知，近地小行星对地球和人类生存环境构成威胁，而近地小行星的起源演化和高精度撞击风险也与 YORP 效应密切相关。Yarkovsky 效应和 YORP 效应 (包括轨道 YORP 效应) 是小尺寸的小行星从小行星主带迁移到近地轨道的重要机制。在研究 (99942) Apophis 碰撞地球风险时，Vokrouhlický 等人[6]发现 Yarkovsky/YORP 驱动下短时标的小行星轨道改变量已经可以通过目前的天体测量手段直接测量。因此，精确测量潜在威胁小行星的轨道演化时，Yarkovsky/YORP 效应已经不可忽略。

YORP 效应研究可以对小行星的密度、内聚力等物理特性进行约束。2018 年，Scheeres 等人[7]研究了在 YORP 效应作用下碎石堆结构 (rubble pile) 小行星瓦解与小行星密度、内聚力等物理特性的相关性，并给出了不同物理特性相关的瓦解时标。研究小行星双星系统的 YORP 效应，可以约束碎石堆小行星的结构强度。通过 YORP 效应来约束小行星物理参数的研究将得到越来越多的应用。

YORP 效应也可能是小行星表面物质迁移的机制之一。2018 年，Kevin 等人[8]认为 YORP 效应是小行星表面结构重塑的有效机制，并模拟了小行星光谱斜率 (slope) 的演化历程，解释了 Q 型小行星丰度高的原因。在 YORP 效应作用下小行星加速自转，中纬度区的物质向赤道区迁移并形成“赤道脊”(equatorial ridge)，例如 Bennu 和 Ryugu。2020 年 Cheng 等人[9]通过动力学模拟指出 YORP 效应是小行星“赤道脊”形成的关键机制。但是，同年 Michel 等人[10]发现 Bennu 的赤道区存在古老的陨石坑，表明“赤道脊”可能早在陨石坑形成前就存在了。综上所述，YORP 效应在小行星表面形状的演化中到底扮演着什么样的角色，仍需要进一步研究。

YORP 效应是活动小行星 (active asteroid) 的活动性触发机制之一。2019 年，小行星 (6478) Gault 突然出现两条尾迹，Kleyna 等人[11]通过尘埃动力学模型 (finson-probstein approach) 分析了该小行星两条尾迹的粒径大小分布，指出活动小行星 Gault 的尘埃喷射是由 YORP 效应导致的。2019 年 3 月，冥王号近距离探测到了 Bennu 小行星的表面粒子喷射事件，将 Bennu 归为活动小行星，目前正在深入研究 YORP 效应触发粒子喷射的机制[12]。

2019 年，Veras 等人提出 YORP 效应可能在恒星-行星系统的演化中起到关键性作用，特别是在主序星至白矮星演化阶段中必经的巨星支阶段，YORP 效应使得较小的行星和小行星瓦解成“YORP 碎片盘”(距恒星中心 2~100 AU)[13]。这种效应在巨星支恒星的小行星盘的演化中是普遍现象。2020 年，Veras 等人[14]研究认为白矮星的金属污染也是由小行星分裂引起的，并计算了 YORP 盘存在的时标[15]。关于 YORP 效应在恒星-行星系统的演化中扮演的角色，目前仅有少量针对巨星支恒星外侧小行星的研究，未来将成为恒星系统演化的又一个重要方向。

近年来 YORP 效应结合小行星观测数据的研究有较大进展，本文将对其重点介绍。本文第 2 章主要介绍 YORP 效应的理论基础；第 3 章结合小行星实例介绍 YORP 效应的直

接探测；第 4 章介绍 YORP 效应下的小行星自转周期和自转轴指向的统计分布研究，并介绍一种参数化的统计方法；第 5 章讨论了 YORP 筛选模型以及小行星表面微结构、热红外光束效应 (thermal-infrared beaming effect) 和全球自加热效应 (global self-heating effect) 对 YORP 效应的影响；最后对全文进行了总结和展望。

2　YORP 效应的理论基础

2.1　YORP 效应的提出

1901 年，俄罗斯工程师 Yarkovsky 发现加热自转的小行星可产生沿迹方向的加速度，能抵消“以太假说”中的阻力[16]，即小行星吸收太阳辐射后表面升温，继发的热辐射产生横向反冲力，从而改变小行星轨道。该效应被命名为 Yarkovsky 效应。1954 年，Radziecskii 等人[17]指出辐射压是改变小行星自转速率的一种机制。1969 年，Paddack 发现太阳辐射对小行星的自转速率有明显影响，可产生“风车效应”(windmill effect) 来改变小行星的自转速率[18]。O’Keefe 和 Paddack 用流水冲击不规则形状石头的实验验证了该效应。为了纪念 Yarkovsky, O’Keefe, Radzievskii 和 Paddack 这四位科学家在这种非引力效应研究中的贡献，该效应被命名为“YORP 效应”。由于对小行星物理特性的认识不足，很长一段时间内 YORP 效应研究处于停滞状态。直到 2000 年，Rubincam 等人[19]才首次对小行星的 YORP 效应进行了定量研究，并给出了 YORP 效应力矩的计算公式，从而完成了 YORP 效应的理论体系的建立。2007 年，Lowry 等人[20]开展了小行星 (54509) 2000 PH5 的自转特性的研究，发现在 YORP 效应作用下其自转速率发生了明显的变化；首次通过光变直接测量了 YORP 旋转加速度。这是YORP 研究史上的重要里程碑，因此小行星 (54509) 2000 PH5 被命名为“YORP”，从此小行星的 YORP 效应研究进入了实测时代。

2.2　YORP 效应的原理和假设

YORP 效应原理如图 1 所示，小行星的不规则形状导致其对太阳光的反射和热辐射的再发射局部不均匀，这种不均匀的反射和热辐射再发射的反冲力在小行星上施加了一个净力矩，虽然该净力矩很小，但长期累积作用可使小行星的自转状态发生明显的改变。小行星直接吸收的太阳辐射也会产生力矩，但在自转和公转下不会形成长期效应[21]。

一般来说，研究小行星的 YORP 效应的过程中，基于两个重要的基本假设，一是 Rubincam 提出的零热弛豫近似，二是小行星绕惯量主轴旋转[23]。零热弛豫近似对于米级及以下的小行星是不适用的，因为热惯量的影响较为明显。小行星绕惯量主轴旋转假设则是普遍适用的。对处于非惯量主轴旋转状态和轨旋共振下的小行星，其 YORP 效应不再是一个重要的因素，不做讨论[24]。2.3 节将详细介绍不规则形状小行星的 YORP 力矩计算模型。

2.3　YORP 效应的力矩计算

YORP 效应对小行星的形状十分敏感，建立精确的小行星形状模型是计算 YORP 力矩的前提。通常用三角剖分法来构建小行星形状，计算各个三角剖分面元的力矩来计算小行星 YORP 力矩。

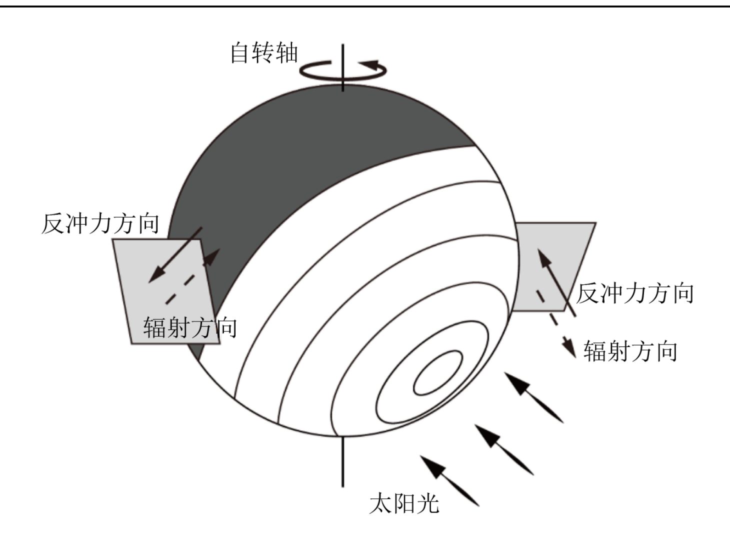


图 1　不规则小行星表面的 YORP 原理示意图[22]

Breiter 等人[25]在局部太阳参考系 (local solar frame, LSF) 中给出了 YORP 力矩的计算公式，以面元中心为原点，轴 z 为面元外法线方向，轴 x 指向子午线穿过太阳和视界面的交点方向，轴 y 则与其组成右手正交坐标系。定义 $\boldsymbol{s}$ 为指向太阳的单位向量，$\boldsymbol{n}$ 为指向天顶的单位向量。对于面元 i，入射通量为 $\phi_{\rm i}$，即太阳热辐射被面元吸收的部分。定义辐照度 (irradiance) 为一个面元的任意方向的入射通量和面元面积的比值，则面元 i 的辐照度为[25]：

$$E(\boldsymbol{s})=\frac{{\rm d}\phi_{\rm i}}{{\rm d}S}=\nu J\boldsymbol{s}\cdot\boldsymbol{n}\ \ .\tag{1}$$

考虑地形起伏可能造成阴影，引入可视函数 (visibility function) ν，若面元之间无遮挡，取值为 1，反之为 0；J 则是准直辐射密度。在面元上的反射光线的向量 $\boldsymbol{o}$ 表示为：

$$\boldsymbol{o}=\begin{pmatrix}\sqrt{1-\mu^2}\cos\phi\\ \sqrt{1-\mu^2}\sin\phi\\ \mu\end{pmatrix}\ \ ,\tag{2}$$

其中，μ 为天顶距余弦，ϕ 为方位角。而反射光从面元 dS 上以立体角 dΩ 反射，则反射辐射率 (reflected radiance) $L_{\rm r}$ 为：

$$L_{\rm r}(\boldsymbol{o})=\frac{{\rm d}^2\phi_{\rm r}}{\mu{\rm d}S{\rm d}\Omega}\ \ .\tag{3}$$

引入双向反射分布函数 (bidirectional reflectance distribution function) $f_{\rm r}(\boldsymbol{s},\boldsymbol{o})$，可得：

$$L_{\rm r}(\boldsymbol{o})=f_{\rm r}(\boldsymbol{s},\boldsymbol{o})E(\boldsymbol{s})\ \ .\tag{4}$$

对于太阳系的热辐射的再发射 $L_{\rm t}$，同样可表示为：

$$L_{\rm t}(\boldsymbol{o})=\frac{{\rm d}^2\phi_{\rm t}}{\mu{\rm d}S{\rm d}\Omega}\ \ .\tag{5}$$

设 $L_{\rm r}$ 和 $L_{\rm t}$ 的方向一致，则可得：

$$\epsilon(\boldsymbol{o}) = \frac{L_{\rm r}(\boldsymbol{o})}{L_{\rm b}(\boldsymbol{o})} \ , \tag{6}$$

$L_{\rm b}(\boldsymbol{o})$ 为黑体发射辐射率，所以 $L_{\rm t}(\boldsymbol{o})$ 表示为：

$$L_{\rm t}(\boldsymbol{o}) = \frac{\epsilon(\boldsymbol{o})}{\pi}\sigma T^4 \ . \tag{7}$$

可得单位面元 $\mathrm{d}S$、单位立体角 $\mathrm{d}\Omega$ 上的辐射反冲力为：

$$\frac{\mathrm{d}^2 F}{\mathrm{d}S\mathrm{d}\Omega} = -\frac{\mathrm{d}^2(\phi_{\rm t}+\phi_{\rm r})\boldsymbol{o}}{\mathrm{d}S\mathrm{d}\Omega c} = -\frac{\mu}{c}L(\boldsymbol{o}) \ . \tag{8}$$

用 Ω_+ 表示向阳面，Ω 表示整个表面，对向阳面积分，单位面元的力的表达式为：

$$\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}S} = -\frac{E(\boldsymbol{s})}{c}\int_{\Omega_+}\mu f_{\rm r}(\boldsymbol{s},\boldsymbol{o})\boldsymbol{o}\mathrm{d}\Omega - \frac{2\sigma T^4\boldsymbol{n}}{c}\oint_0^1 \mu^2\epsilon(\mu)\mathrm{d}\mu \ . \tag{9}$$

总力矩为：

$$M = \oint(\boldsymbol{r}\times\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}S})\mathrm{d}S \ , \tag{10}$$

其中，$\boldsymbol{r}$ 是由小行星质心指向面元 $\mathrm{d}S$ 的位置矢量。由式 (10) 可知，小行星的力矩主要受代表形状的 $\boldsymbol{r}$ 和与辐射流量、小行星热物理特性相关的 $\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}S}$ 两个因素影响。小行星的形状有较成熟的建模方法，主要包括多面体法、质点群法等[26]，因此 $\boldsymbol{r}$ 的计算容易，而与小行星热物理特性相关的 $\frac{\mathrm{d}F}{\mathrm{d}S}$ 计算误差较大。

YORP 效应影响小行星自转速率、自转轴倾角和进动，其中对进动的影响小，通常不考虑。2007 年，Nesvorný 等人[27]给出 YORP 效应改变小行星自转速率和自转轴倾角的计算公式，建立以小行星质量中心 (center of mass, COM) 为原点的本固坐标系，轴 z 为其旋转主轴，轴 x 与最小转动惯量轴一致。$\boldsymbol{r}$ 和 $\boldsymbol{n}$ 定义不变，将指向太阳的向量变为 $\boldsymbol{n_0}$，θ 和 ϕ 分别为小行星的经度与纬度。对于忽略热惯量的小行星，总力矩为：

$$M = -\alpha\int_S \mathrm{d}S(\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{n})(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{n_0}) \ , \tag{11}$$

其中，$\alpha = 2F_{\odot}(1-p_{\nu})/(3\nu_{\rm c})$，$F_{\odot}$ 是小行星处的太阳辐射流量，p_{ν} 是反照率，$\nu_{\rm c}$ 为光速，不考虑表面遮挡影响。令 $\boldsymbol{n}\mathrm{d}S = \boldsymbol{N}\theta\phi = \boldsymbol{N}(\mathrm{d}\Omega/\sin\theta)$，其中切向向量 $\boldsymbol{N} = \frac{\partial\boldsymbol{r}}{\partial\theta}\times\frac{\partial\boldsymbol{r}}{\partial\phi}$，则式 (11) 改写为：

$$M = -\alpha\int_S \frac{\mathrm{d}\Omega}{\sin\theta}(\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{N})\max(0,\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{n_0}) \ . \tag{12}$$

令 $r = r_0(1+\varepsilon R)$，其中 εR 用来描述表面形状与标准球面的偏差，则有：

$$\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{N} = \varepsilon r_0 r^2\boldsymbol{T} \ , \tag{13}$$

其中，

$$\boldsymbol{T}=\begin{pmatrix} R_\phi\cos\phi\cos\theta+R_\theta\sin\phi\sin\theta \\ R_\phi\sin\phi\cos\theta-R_\theta\cos\phi\sin\theta \\ -R_\phi\sin\theta \end{pmatrix}\ , \tag{14}$$

R_ϕ 和 R_θ 分别为 R 在 ϕ 和 θ 上的偏导数。$\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{N}$ 可用泰勒级数展开为：

$$\boldsymbol{r}\times\boldsymbol{N}=\varepsilon r_0^3\boldsymbol{T}(1+2\varepsilon R)+\mathcal{O}(\varepsilon^3)\ . \tag{15}$$

并令 $\max(0,\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{n_0})=I$，$I$ 表示面元的辐照度，$\bar{I}$ 表示面元的平均辐照度，则：

$$\bar{I}=\bar{I}_0+\varepsilon\bar{I}_1+\mathcal{O}(\varepsilon^3)\ , \tag{16}$$

其中，$\bar{I}_0$ 代表标准球的平均辐照度，$\varepsilon\bar{I}_1$ 是非球形状引入的一阶修正项。

2007 年 Nesvorný 等人[27]重新梳理了小行星 YORP 力矩的计算公式，其中旋转部分的 YORP 力矩为：

$$\bar{M}_{\rm s}=-\alpha r_0^3\varepsilon[\int_\Omega\frac{{\rm d}\Omega}{\sin\theta}T_{\rm z}\bar{I}_0+\varepsilon\int_\Omega\frac{{\rm d}\Omega}{\sin\theta}(T_{\rm z}\bar{I}_1+2RT_{\rm z}\bar{I}_0)]\ , \tag{17}$$

$T_{\rm z}$ 为 $\boldsymbol{T}$ 在轴 z 方向的分量。式 (17) 的第一项为一阶项，即：

$$\bar{M}_{\rm s}^{(1)}=-\alpha r_0^3\varepsilon\int_\Omega\frac{{\rm d}\Omega}{\sin\theta}T_{\rm z}\bar{I}_0\ , \tag{18}$$

其中，$\bar{I}_0$ 独立于 ϕ 且 $T_{\rm z}=-R_\phi\sin\theta$，则计算可得：

$$\bar{M}_{\rm s}^{(1)}=-\alpha r_0^3\varepsilon\int_0^\pi{\rm d}\sin\theta\bar{I}_0\int_0^{2\pi}{\rm d}\phi\frac{\partial R}{\partial\phi}=0\ . \tag{19}$$

所以 YORP 力矩的旋转分量的一阶项消失了，同理二阶项的第二项也为 0，故 YORP 力矩的旋转分量为：

$$\bar{M}_{\rm s}=\bar{M}_{\rm s}^{(2)}=-\alpha r_0^3\int_\Omega\frac{{\rm d}\Omega}{\sin\theta}T_{\rm z}\bar{I}_1\ . \tag{20}$$

YORP 力矩的旋转分量是一个二阶项，故 YORP 效应又称为“二阶非引力效应”[28]。小行星的 YORP 自转加速度可写为[29]：

$$\frac{{\rm d}\omega}{{\rm d}t}=\frac{\bar{M}_{\rm s}}{C}\ . \tag{21}$$

YORP 效应作用下的小行星自转轴倾角的改变量为：

$$\frac{{\rm d}\epsilon}{{\rm d}t}=\frac{\bar{M}_\epsilon}{C\omega}\ . \tag{22}$$

其中，C 为主轴的转动惯量，ω 为自转角速度，ϵ 为自转轴倾角。值得注意的是，在推导 YORP 力矩旋转分量时，出现的勒让德二阶项表示为：

$$P_2(\cos\epsilon)=\frac{1}{2}(3\cos^2\epsilon-1)\ . \tag{23}$$

当 $\epsilon \approx 54.7^\circ$ 和 125.3° 时，YORP 力矩旋转分量为 0。这两个自转轴倾角和 Koronis 小行星族 Slivan 态[30] 中的轴指向相近。

小天体的轨道演化过程中，Yarkovsky/YORP 效应与碰撞、引力摄动、喷流反冲效应等作用都需要考虑。表 1 列出了 Yarkovsky/YORP 效应等非引力效应与引力摄动的对比。近 20 年来，随着小天体的高精度天体测量和光度测量的发展，我们进一步认识到 Yarkovsky/YORP 效应对它们运动状态演化的重要性。

表 1　非引力效应对 10 cm~10 km 的小行星摄动量级范围[31]

作用力	径向加速度	切向加速度
引力	$GM_\odot \simeq 1$	—
Yarkovsky/YORP 效应	$10^{-7} \sim 10^{-11}$	$10^{-8} \sim 10^{-12}$
辐射压	$10^{-6} \sim 10^{-11}$	—
Poynting-Roberton 效应	—	$10^{-10} \sim 10^{-15}$
太阳风、洛伦兹力、等离子体阻力	$< 10^{-15}$	$< 10^{-15}$

2006 年，William 等人[29] 指出，直径小于 40 km 的小行星中 YORP 效应对运动状态的影响比碰撞更重要，因为这类小行星 YORP 演化时标小于碰撞时标[32]。统计分析表明[33]，YORP 效应对直径小于 15 km 的小行星影响更明显。直接探测小行星的 YORP 效应应选择直径 15 km 以下[34]，且无喷流以及明显的彗星活动的小行星。该尺寸范围的小行星的碰撞时标为 10 ~100 Ma。

除去喷流和碰撞外，还有四类非引力效应，其中辐射压是太阳光等辐射粒子撞击在天体表面上产生的压力，作用力矩为零[35]；Poynting-Robertson 效应是由太阳辐射引起的一个与尘埃粒子运动方向相反的作用力，主要对直径为 1 μm~1 mm 的尘埃粒子有影响[36]；太阳风、洛伦兹力、等离子体阻力对 5 ~100 μm 的带电尘埃粒子有明显作用[37]。如表 1 中所示，后两种非引力效应对直径 10 cm~10 km 的小行星影响比 Yarkovsky/YORP 效应弱 3~5 个量级。尽管与引力摄动相比，Yarkovsky/YORP 效应作用力微弱，但其长期作用不仅会明显影响小行星的自转状态，而且主导小行星族的动力学扩散[38]，是驱动小行星演化的主要非引力效应。

2.4　其他类型的 YORP 效应

YORP 效应也是双小行星以及多元小行星系统形成的重要机制之一。双小行星在演化过程中受到的 YORP 效应，被称为 BYORP 效应。BYORP 效应最初是由 Ćuk 等人[39] 提出。2010 年，McMahon 等人[40] 完善了探测 BYORP 效应的技术方法，且提出了 BYORP 效应的一个分析模型，首次应用于小行星 1999 KW4 的研究[41]。BYORP 分析中将双小行星看成一个整体，并计算双小行星系统的平运动偏差：

$$a\Delta M = -\frac{3}{4}n\left(\frac{\mathrm{d}a}{\mathrm{d}t}\right)t^2 \quad . \tag{24}$$

Pravec[42] 在 BAP (binary asteroid parameters) 中列出了可能存在平运动偏差的双小行星。BYORP 效应可以改变双星系统的轨道构形。次星和主星质量比大于 0.2，并且处于轨

旋同步的双小行星系统中，BYORP 效应会使其收缩或者扩张。2014 年 Taylor 等人[43] 指出，只有当 BYORP 效应与潮汐作用相互抵消时迁移才会停止，并且不会有明显的潮汐耗散。双轨旋同步系统在 BYORP 效应作用下开始收缩会导致系统瓦解，从而相互远离的情况，目前还没有详细的研究。次星和主星质量比小于 0.2 的双小行星系统，通常稳定态为一个单同步态，即次星处于轨旋同步，主星则处于加速旋转状态；如果次星的 BYORP 效应为负，则系统处于收缩状态，并持续很长时间；如果次星的 BYORP 效应为正，则系统扩张，与潮汐牵引方向相同，最后失去同步性。除了轨道效应外，BYORP 效应还影响系统的轨道平面指向，即导致双星系统轨道极移[44]。

2014 年，Jacobson 等人[45]指出，BYORP 效应是形成宽异步双星系统 (wide asynchronous binary) 的关键机制之一，在观测的 9 个宽异步双星系统中有 6 个双星系统中的小行星自转周期接近临界自转速率，表明 YORP 效应可能是宽异步双星系统形成的主要原因。2011 年，Jacobson 等人[46]提出在 BYORP 和潮汐引力之间存在趋近平衡的观点，对已知 BYORP 偏移的双小行星系统，可通过平衡态来确定快速旋转主星内的潮汐耗散，从而求解“碎石堆”结构小行星的力学强度等物理参数。2011 年，Steinberg 等人[47]提出 BYORP 效应和YORP 效应的强度正相关，并指出了双小行星系统在 BYORP 作用下的轨道倾角的演化过程。

Rubincam 等人[48]提出“轨道 YORP 效应” (orbital YORP effect) 可导致小天体轨道偏移。对于南北形状不对称的小行星，受轨道偏心率影响，一个公转周期内反冲力累积作用无法抵消，从而导致小行星半长轴和偏心率发生改变。小行星的热惯量会减弱轨道 YROP 效应，反照率越高，小行星的红外辐射就越少，受到热惯量的影响就越小，轨道 YORP 效应就越大。Rubincam 等人[48]指出 Apophis 的轨道 YORP 效应会对小行星轨道产生与 Yarkovsky 效应同等量级的影响。轨道 YORP 效应对反照率大、自转速度慢，且自转轴与轨道面不垂直不平行的小行星才能体现出影响。小行星自转速率被 YORP 减速后，轨道 YORP 效应的影响会变得明显，所以在研究近地小行星的长期撞击风险时必须要加以考虑。

“切向 YORP 效应”是由小行星表面亚米级凸起结构引起的平行于表面的反冲力作用，也称为 TYORP 效应[49]。表面凸起结构较多的小行星上，TYORP 效应量级可与 YORP 效应相当[50]。TYORP 效应会加速小行星自转，被认为是 YORP 效应作用下缺失减速自转小行星的重要原因。

3 YORP 效应的直接探测

本章将介绍 YORP 效应的一种研究方法——直接探测法。小行星自转轴倾角的演化十分复杂，且自转轴倾角的改变很难直接探测到，所以直接探测法主要计算小行星的 YORP 旋转加速度。目前直接探测小行星 YORP 自转加速度的方法依赖两种模型，分别为光变曲线形状反演模型和热物理模型。

3.1　基于光变曲线的形状反演模型

基于光变曲线构建小行星形状模型，主要使用包含多次回归中不同相位角的高密度时序测光数据，近年来稀疏测光数据作为补充数据也应用于形状模型构建。Ďurech 等人[51, 52]组建并一直在更新小行星形状模型的数据库 (database of asteroid models from inversion techniques, DAMIT)。

小行星形状基于三种基本模型，分别是三轴椭球模型、凸壳模型和非凸模型[53]。为了更好地体现小行星的形状细节，使用基于高斯球模型的三角剖分面元来构建形状模型。选取合适的散射模型，通常用 Lommel-Seeliger 模型，对每个面元的流量进行求和，得到人造光变曲线[54]。

应用傅里叶分析来得到小行星的会合周期 $T_{\rm synodic}$[55]，再根据会合周期计算小行星的恒星周期 $T_{\rm rotational}$：

$$T_{\rm synodic} = T_{\rm rotational}(1 + \frac{L_{\rm e2} - L_{\rm e1}}{2\pi}) \ , \tag{25}$$

其中，$(L_{\rm e2} - L_{\rm e1})$ 为观测者视线方向的变化在赤经方向的投影[56]。

求解小行星的自转轴指向时，一种方法可以通过光变曲线振幅，利用最小二乘法求得极点坐标；另一种方法是通过光变周期求解自转轴方向，即利用恒星周期和反演方法对自转轴指向进行扫描，得到最优坐标并在误差范围内验证其可靠性。

基于光变曲线的形状反演模型可得到小行星的形状、恒星周期和极点黄道坐标等重要的物理参数。该方法探测 YORP 效应的核心思想是利用反演得到的小行星形状分别产生常周期和周期线性变化下的人造光变，并与实测光变进行最优拟合，若后者的拟合情况明显优于前者，那么用后者最优拟合情况下的周期线性改变量来计算与之对应的 YORP 旋转加速度[57, 58]。

计算过程有两种不同的处理方式。其一，设定自转周期，计算人造光变与实测光变之间的相位偏移。YORP 效应造成的相位偏移 φ 和 t 的关系为：

$$\varphi = \frac{v}{2}(t - T_0)^2 + (\omega_0 + \varepsilon)(t - T_0) \ , \tag{26}$$

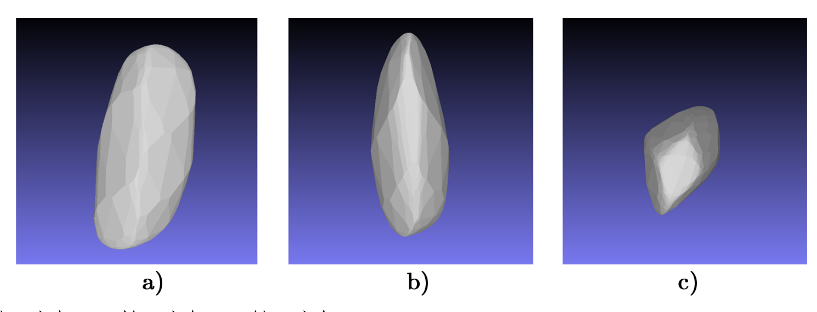
其中，ε 是 T_0 时刻的自转速率 ω_0 的估计误差，T_0 时刻任何的自转速率 ε 都是一个非零值。

其二，在形状反演模型中增加一个 YORP 参数，迭代更新人造光变与实测光变之间的相位偏移，直至人造光变与实测光变拟合的 χ^2 无明显差异，χ^2 最小对应的 YORP 参数即为 YORP 旋转加速度[59]。

本文以 (1620) Geographos 小行星为例，在其 1969－2019 年间的 118 条光变曲线中，选取光变振幅较大且相位角较大的 74 条光变曲线[51, 60]，解算了 Geographos 小行星的形状模型，图 2 是 Geographos 小行星形状模型的三视图。小行星自转轴指向的坐标为 $(52.2 \pm 6°, -40.0 \pm 7°)$，恒星周期为 $P = 5.223\ 319 \pm 0.000\ 002$ h$(T_0 = 2\ 440\ 229.0)$。

通过最小二乘法拟合 74 条实测光变曲线与最佳常周期模型的人造光变曲线的相位差，得到 YORP 旋转加速度为 $\nu = 1.195 \times 10^{-8}$ rad/d^2 (见图 3)。

Ďurech 等人分别得到常周期和添加 YORP 参数后的人造光变曲线。图 4 是部分人造光



注：a) 轴 z 方向；b) 轴 y 方向；c) 轴 x 方向。

图 2 小行星 (1620) Geographos 形状模型的三视图

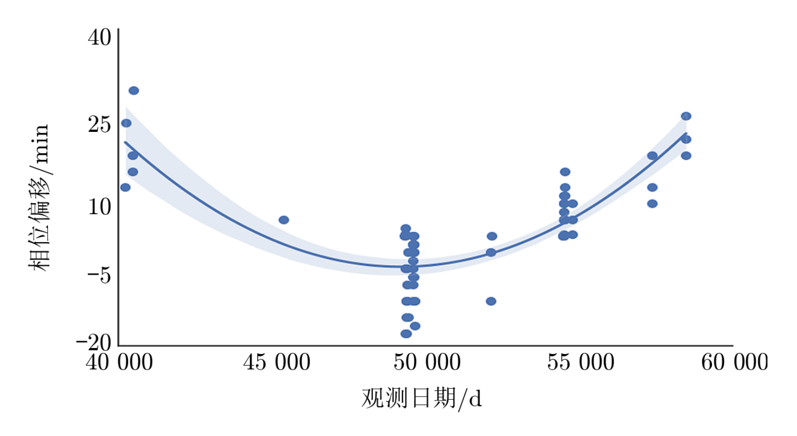


图 3 人造光变曲线和实测光变曲线之间的相位偏移的拟合曲线

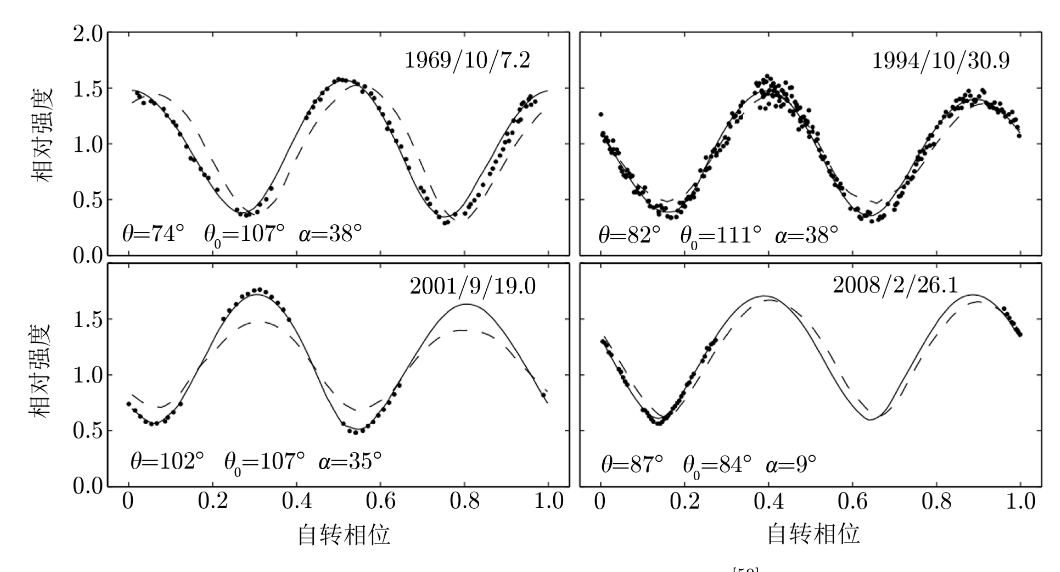


图 4 人造光变曲线与实测数据的对比[59]

变曲线与实测数据的对比，虚线为常周期情况下的人造光变曲线，与实测数据存在明显的相位差；实线为 YORP 参数为 $\nu = 1.15 \times 10^{-8}$ rad/d^2 时对应的人造光变曲线，与实测数据拟合较好[59]。小行星的光度由视界角 θ，太阳方位角 θ_0 和相位角 α 给出。方法一相位偏移拟合耗时长，且会引入一定误差；方法二更高效。

迄今为止，只在 6 颗近地小行星上直接探测到了 YORP 驱动的自转加速度 (见表 2)，且均为加速自转状态，还没有发现 YORP 效应作用下减速自转的小行星。

表 2　6 个已被直接探测到 YORP 旋转速率改变量的小行星

小行星名	(1620) Geographos	(1862) Apollo	(3103) Eger	(25143) Itokawa	(54509) YORP	(101955) Bennu
半长轴/AU	1.245	1.470	1.405	1.324	1.006	1.259
偏心率	0.336	0.560	0.345	0.20	0.230	0.204
绝对星等/mag	15.6	16.3	15.4	19.2	22.7	20.9
平均直径/km	2.56 ± 0.05	1.45 ± 0.22	1.80 ± 0.30	0.327 ± 0.001	0.113 ± 0.002	0.265 ± 0.0375
几何反照率	0.16 ± 0.01	0.25 ± 0.08	0.38 ± 0.13	0.345 ± 0.002	0.115 ± 0.004	0.044 ± 0.002
恒星周期/h	$5.223\,336 \pm 2 \times 10^{-6}$	$3.065\,448 \pm 3 \times 10^{-6}$	$5.710\,156 \pm 7 \times 10^{-6}$	$12.132\,38 \pm 2 \times 10^{-4}$	$0.202\,899\,41 \pm 10^{-8}$	$4.297\,46 \pm 2 \times 10^{-5}$
YORP /rad · d^{-2}	$(1.15 \pm 0.15) \times 10^{-8}$	$(5.3 \pm 1.3) \times 10^{-8}$	$(1.1 \pm 0.5) \times 10^{-8}$	$(3.54 \pm 0.38) \times 10^{-8}$	$(3.5 \pm 0.3) \times 10^{-6}$	$(5.86 \pm 0.91) \times 10^{-8}$
时标/Ma	6.9 ± 0.9	2.5 ± 0.5	5.2 ± 2.2	> 0.23	0.58 ± 0.06	$\simeq 1.5$
光变时间跨度	1969 – 2008	1980 – 2007	1987 – 2012	2000 – 2007	2001 – 2005	1999 – 2018
参考文献	[59]	[61, 62]	[63, 64]	[4]	[65]	[5],[66]

除此之外，还有 (1865) Cerberus[64] 和 (2100) Ra-shalom[63, 67] 等多个小行星确定存在 YORP 效应，但目前仅给出了 YORP 旋转加速度的估值范围。其中 (161989) Cacus 小行星虽然被明确探测到存在 YORP 效应[63, 68]，且给出了 YORP 旋转加速度为 1.9×10^{-8} rad/d^2，但其过于依赖 1978 年的光变数据，结果的置信度不高，所以本文未将其归入已测得 YORP 旋转加速度的小行星列表中。

YORP 效应的直接探测不仅需要高密度光变曲线反演形状，而且需要光变曲线有较长的时间跨度，所以被探测到数目较少，表 3 列出了在未来具备观测条件且可能计算出 YORP 旋转加速度的小行星，他们是未来需要关注的重点目标。

基于光变曲线的形状反演模型是探测小行星 YORP 旋转加速度的主要手段，事实证明该方法非常可靠[78]。不过该模型对小行星表面的微结构不敏感，一定程度上限制了 YORP 旋转加速度的计算精度，因此结合热物理模型进行研究非常必要。

3.2　热物理模型

早期针对不同目标建立的热物理模型有 STM (standard thermal model), FRM (fast rotating model), NEATM (near-earth asteroids thermal model)，均是把小行星作为无自转的球体来研究的简化热模型。为了更好地描述小行星表面的温度分布情况，进一步发展的热物理模型 (thermal physical model, TPM) 和先进热物理模型 (advanced thermal physical model, ATPM) 便应运而生。TPM通过红外实测数据得到小行星的反照率、比热容和密度

表 3 15 个在未来的探测中可能测得 YORP 旋转改变量的小行星

小行星	YORP /rad · d^{-2}	半长轴 /AU	绝对星等 /mag	恒星周期 /h
(1685) Toro[67]	$\sim 2.3 \times 10^{-9}$	1.368	14.23	$10.197\,82 \pm 0.000\,03$
(162173) Ryugu[69]	–	1.190	19.30	$7.631\,2 \pm 0.000\,2$[70]
(161989) Cacus[67]	$\sim 1.9 \times 10^{-8}$	1.123	17.2	$3.755\,067 \pm 0.000\,002$
(2100) Ra-Shalom[67]	$(-5.98 \sim 2.03) \times 10^{-8}$	0.832	16.05	$19.820\,0 \pm 0.000\,3$
(1865) Cerberus[64]	$\leqslant 0.8 \times 10^{-8}$	1.080	16.84	$6.803\,286 \pm 0.000\,005$[71]
1998 KY26[72]	–	1.233	25.5	$0.178\,358\,3 \pm 0.000\,007$[73]
2000 HB24[72]	–	0.815	23.7	$0.217\,6 \pm 0.000\,6$
2000 YA[72]	–	2.386	23.7	$0.665\,8 \pm 0.000\,1$
2001 SQ3[72]	–	1.110	21.6	$0.062\,48 \pm 0.000\,05$
2001 AV43[72]	–	1.284	24.6	$0.170\,1 \pm 0.000\,5$
2006 XY[72]	–	1.504	24.2	$0.082\,978\,3 \pm 0.000\,000\,3$[73]
2007 DD[72]	–	0.987	25.9	$0.074\,29 \pm 0.000\,07$[73]
(951) Gaspra[74]	–	2.210	11.46	$7.042\,027 \pm 0.000\,005$[75]
1996 HW1[76]	–	2.045	15.3	$8.762\,39 \pm 0.000\,05$[76, 77]

等物理参数。但TPM假设小行星是三轴椭球体，在计算 YORP 效应时存在局限性。2011 年，Rozitis 等人[79]提出了先进热物理模型。

图 5 展示了小行星表面热辐射的主要类型。使用热物理模型计算小行星的 YORP 效应时，通常不考虑多重辐射效应。

2014 年，Lowry 等人[4]应用先进热物理模型计算了 Itokawa 小行星的 YORP 自转加速度，发现与基于形状反演模型得到的 YORP 旋转加速度有较大偏差 (见图 6)。

先进热物理模型并没有考虑“热红外束流”效应和全球自加热效应的影响。不过热物理模型在已知小行星 YORP 驱动旋转加速度后可以约束其密度、反照率等物理参数。2018 年，姜浩轩和季江徽[80]详细介绍了小行星热物理模型在 YORP 效应的研究进展。

2015 年，Ševeček 等人[81]给出了考虑小行星巨石结构产生的遮挡效应和局部自加热效应时的先进热物理模型，其中面元的反冲力计算公式为：

$$\frac{\mathrm{d}f}{\mathrm{d}s} = -\frac{\epsilon\sigma u^4}{c}\left(\frac{2}{3}\boldsymbol{n} + \int_{\Gamma_1}\frac{\cos\alpha\cos\alpha'}{\pi(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}')^2}\frac{\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'}{\|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'\|}\upsilon\mathrm{d}\Gamma'\right) \quad , \tag{27}$$

其中，$\boldsymbol{r}$ 和 $\boldsymbol{r}'$ 为表面不同位置的位置向量，σ 是 Stefan-Boltzmann 常数，c 为光速，ϵ 为热发射率，u 为温度，$\boldsymbol{n}$ 为小行星外表面的法线方向向量，α 为面元法向与位置向量 $\boldsymbol{r}$ 的夹角，Γ_1 表示小行星表面的边界，Γ' 表示小行星表面面元。该模型仍没有考虑“热红外束流”效应和全球自加热效应的影响。先进热物理模型在计算 YORP 效应时需要进一步完善。

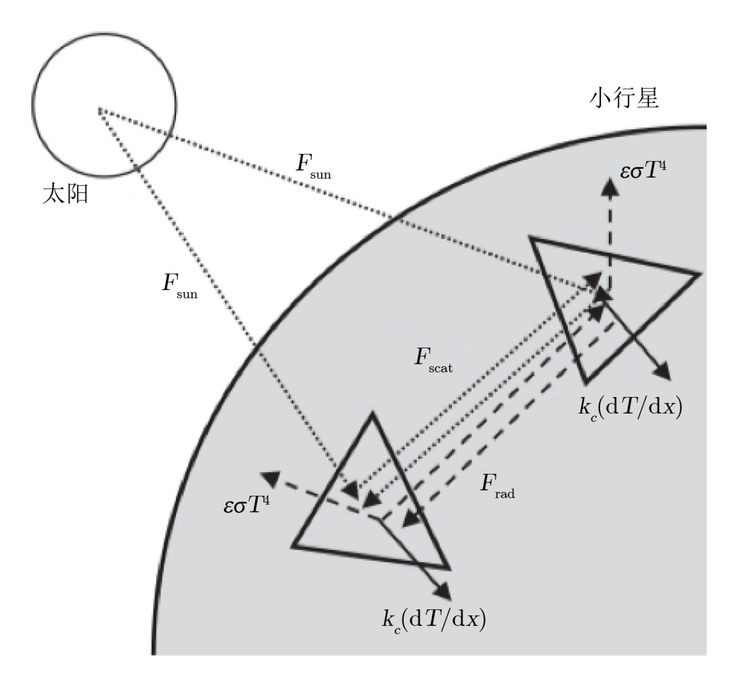
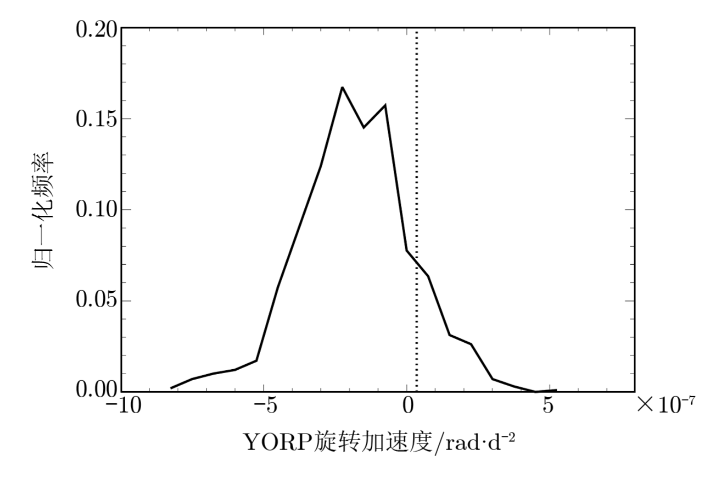


图 5　小行星表面热辐射的主要类型[79]



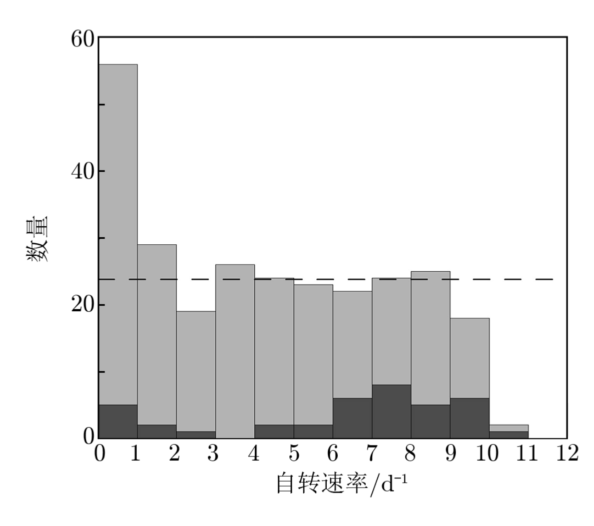
注：虚线为光变观测值。

图 6　使用 ATMP 在不同粗糙度下 YORP 旋转加速度的概率分布[4]

4 YORP 效应的统计分析

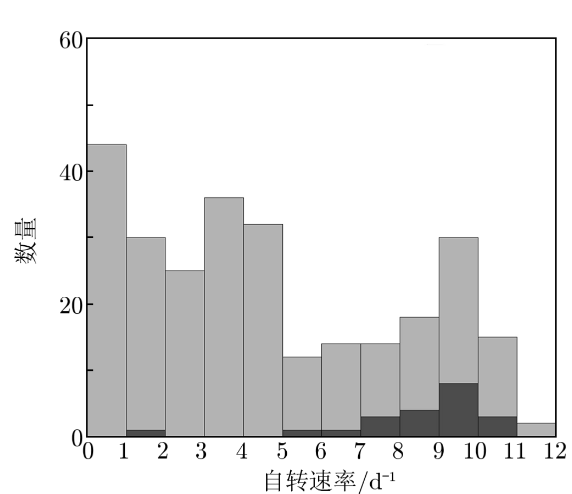
4.1 小行星自转速率的分布

YORP 效应对主带小行星和近地小行星的影响程度不同。2008 年，Pravec 等人[34]基于观测数据，绘制了直径在 3~15 km 间的 268 颗主带及“越火”小行星 (MB/MC) 的自转速率分布直方图 (见图 7)。MB/MC 小行星的自转速率分布较为平坦，其中慢自转的小行星占比较高。对于近地小行星，自转速率分布则存在明显的双峰特征 (见图 8)。



注：其中深色是双小行星，灰色是单小行星。虚线标识位置为自转速率在 1 ~ 9 d^{-1} 范围内样本的平均数密度。

图 7 直径在 3~15 km 范围内的主带小行星以及“越火”小行星的自转速率分布图[34]



注：可以看到其存在明显的双峰结构，即快速自转和缓慢自转的近地小行星较多；这正是 YORP 效应演化作用的证据。

图 8 直径大于 200 m 的近地小行星的自转速率分布图[34]

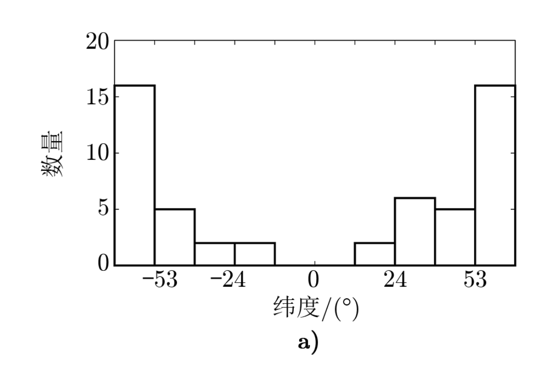
2009 年，Rossi 等人[82]对近地小行星自转分布的数值模拟中，发现在不考虑 YORP 效应的情况下，模拟结果和观测存在明显偏差，而加入 YORP 效应后得到了符合观测的结果。由此可知，YORP 效应对小行星的自转速度演化有非常明显的影响。

4.2 小行星自转轴指向的分布

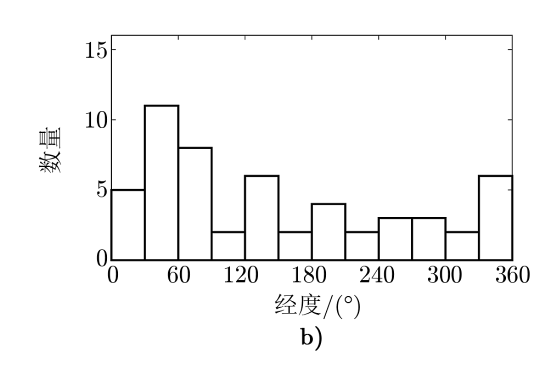
2011 年，Hanuš 等人[32]基于 221 个小行星的形状数据，统计其自转轴指向的分布，图 9 为直径小于 30 km 的小行星的经纬度分布。从图中可看到自转轴的纬度分布呈明显的双峰特征，而经度分布则没有明显特征。

为了进一步确定小行星自转轴指向的分布特点，Hanuš 等人[32]创建了一个包括但不限于 YORP 效应、碰撞等因素的小行星自转演化模型，模拟结果与观测结果吻合，呈现出双峰特征 (见图 10)。

小行星自转轴指向的聚集是 YORP 效应驱动小行星演化的有力证据之一，这在小行星族中以族成员自转轴指向的聚集 (slivan 态) 来呈现。2002 年，Slivan 等人[83]发现 Koronis 小



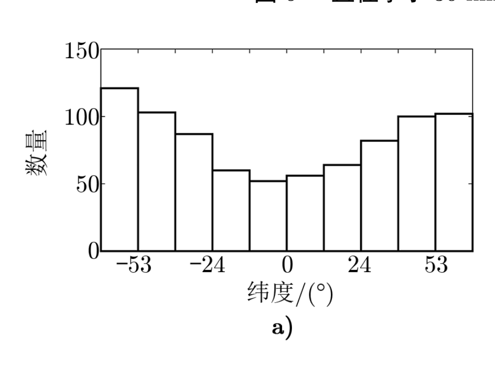
a)



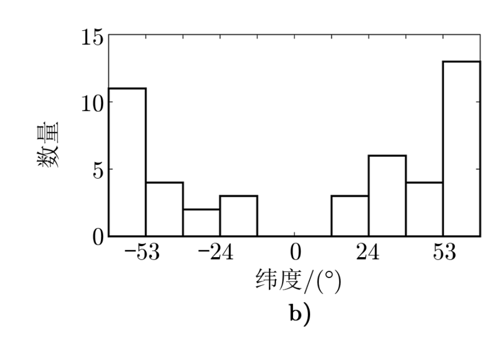
b)

注：a) 为小行星极点纬度分布，明显呈现双峰特征，即小行星自转轴指向聚集在高纬度位置；b) 为经度分布，没有明显的特征。

图 9　直径小于 30 km 的小行星的经纬度分布[32]



a)



b)

注：a) 为直径小于 30 km 的小行星，通过旋转模型模拟得到的纬度分布；b) 为实测数据的纬度分布图。

图 10　小行星极点纬度的模拟结果与观测到的纬度分布[32]

行星族的 9 个族成员的自转轴指向对齐的现象，次年 Vokrouhlický 等人[84]指出该对齐现象与族群成员所受的 YORP 效应相关。

2003 年，Vokrouhlický 等人[84]指出主带外侧可能存在大量处于 Slivan 态的小行星。2015 年，Vraštil 等人[85]模拟了主带内侧小行星的演化，指出 Massalia 小行星族可能也处于 Slivan 态；次年，Vraštil 等人[86]通过数值模拟寻找小行星主带中存在 Slivan 态的参数空间，发现位于主带外侧低倾角轨道上的小行星很可能处于 Slivan 态，但目前仍没有被观测证实。实际上，主带外侧的小行星受到 YORP 效应的影响已经不再明显，轨旋共振可能是其存在 Slivan 态的主要原因。

2016 年，Paolicchi 等人[87]在小行星族成员的绝对星等与轨道半长轴分布图中发现一个空腔区，称为“YORP 眼”(YORP-eye)。“YORP 眼”的大小与小行星族的年龄相关，新生的族不存在该结构[88]。小行星族的年龄越大，“YORP 眼”对应的星等值越小，因此“YORP 眼”给出了一种独立估计小行星族年龄的方法[89]。2019 年，Marzari 等人[90]构建了一个考虑 Yarkovsky/YORP 效应和碰撞影响的小行星族演化模型，较好地还原了小行星族的V型图，并指出“YORP 眼”是小行星族在 Yarkovsky/YORP 效应作用下演化的结果。

4.3 参数化 YORP 效应计算方法

参数化 YORP 效应计算方法是基于真实的小行星物理参数和轨道参数，将小行星形状和热惯量等影响用 YORP 系数代替的方法。

2009 年，Rossi 等人[82]给出了 YORP 效应影响小行星自转速率的公式：

$$\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t} = \frac{G_1}{a^2\sqrt{1-e^2}\rho D^2}C_{\mathrm{Y}} \ , \tag{28}$$

其中，G_1 是修正的太阳常数，约为 $6.4\times10^{10}\ \mathrm{kg\cdot km\cdot s^{-2}}$, a, e, ρ, D 分别是小行星的轨道半长径、轨道偏心率、体密度和有效直径，C_{Y} 是 YORP 系数 (或 YORP 因子)。

2013 年，Rozitis 等人[67]给出了 YORP 旋转加速度的探测条件：

$$\left|\frac{\mathrm{d}\omega}{\mathrm{d}t}\right| \geqslant \frac{8\pi X C_{\mathrm{P}}}{T_{\mathrm{CAM}}^2} \ , \tag{29}$$

其中，C_{P} 是旋转精度系数，T_{CAM} 是光变数据的时间跨度，X 是在小行星上探测到 YORP 效应的置信水平。小行星 YORP 效应的探测条件和自转周期无关。该参数化的分析方法，不仅可以估算小行星 YORP 效应的大小，也可以给定光变时间跨度下探测到 YORP 效应的概率，或给定探测概率下所需要的光变时间跨度。该方法不适用于快速自转 (自转周期小于 2.2 h) 和缓慢自转 (自转周期大于 20 h) 的小行星，而且对单个样本的分析结果有较大误差，但从统计角度来看具有重要意义。

5 讨论

5.1 可实测 YORP 效应目标筛选

随着海量小行星高密度光变数据和稀疏测光数据的产生，给建立筛选可实测 YORP 效应的小行星候选体的方法提供了用武之地。建立一个普适的筛选模型，将大大提高对小行星 YORP 效应的探测效率。我们以可能存在且可能探测到 YORP 自转加速度的小行星为基本目标，从形状反演模型所需的光变数据的条件入手，建立 YORP 效应候选体筛选模型。

当然，建立完善的筛选模型仍然存在较多的不确定性。首先，YORP 效应的力矩与小行星的直径、密度、热惯量等物理参数密切相关，不同小行星的热物理参数和形状差异较大，甚至小行星物理参数所参考的标准都不统一。其次，稀疏测光数据是否真的有助于 YORP 效应的探测仍不明确[91]，筛选模型是否应该考虑大量稀疏测光数据的小行星的存在。还有，处于共振区的小行星是否应该作为 YORP 效应候选体的备选目标，等等。

5.2 微结构对计算 YORP 效应的影响

基于光变的形状反演模型缺乏对表面微结构 (如突起的小石块、凹陷的陨石坑) 刻画的能力。2009 年，Statler 等人[92]首次注意到 YORP 效应对小行星表面微结构十分敏感，甚至可以改变小行星 YORP 力矩的方向，量化微结构对 YORP 效应的影响程度变得重要。2008 年，Ďurech 等人[62]指出 Apollo 小行星的表面微结构对小行星的影响约为其 YORP 效应的

10%；通过粗糙模型和光滑模型的对比研究，发现 Geographos 小行星的表面微结构对其 YORP 效应的影响不超过 5%[59]。直到 2015 年，Golubov 等人[93]才尝试用数学方法来量化真实小行星的微结构对 YORP 效应的影响。

5.3　“热红外束流”效应和全球自加热效应

小行星粗糙的表面、较大的凹坑、表面巨石产生的阴影均会产生两种效应，分别是“热红外束流”效应[94]和全球自加热效应[95]。图 11 和图 12 分别是两种效应的示意图。

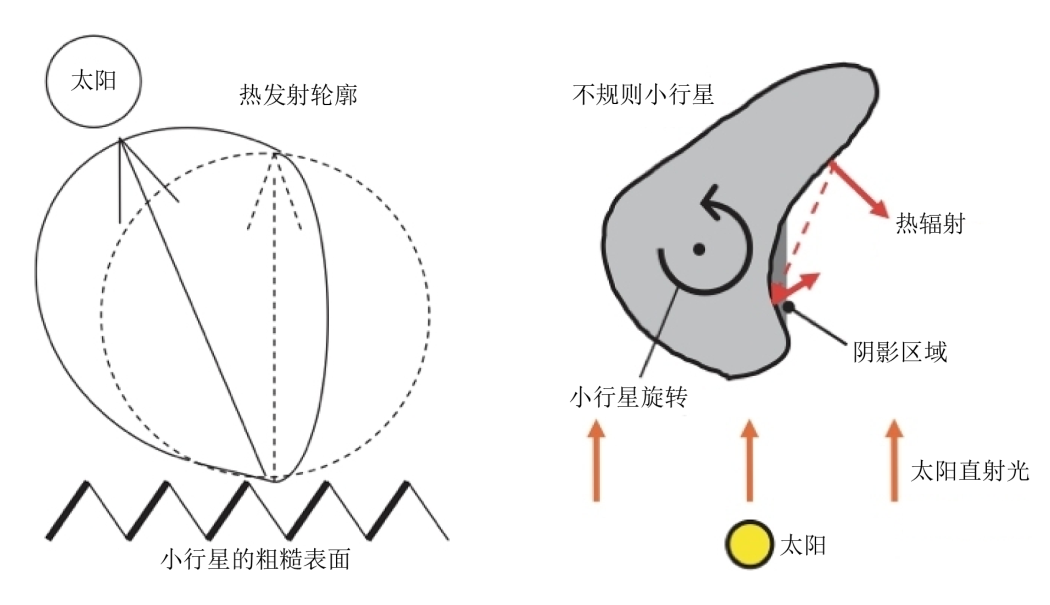


图 11　“热红外光束”效应示意图[94]　　图 12　有凹坑的自加热效应示意图[95]

“热红外束流”效应是指在某相位角处，观测到小行星表面红外辐射陡增的现象。若不考虑表面的粗糙度，辐射方向通常垂直于表面。2011 年，Rozitis 等人[79]提出热物理模型需要考虑“热红外束流”效应。2012 年，Rozitis 等人[94]发现，“热红外束流”效应的影响大小不取决于热惯量、反照率等，而对小行星表面粗糙度非常敏感，对 YORP 效应的抑制程度随着粗糙度的增加而增加。Rozitis 等人[94]通过与光滑表面的小行星的对比研究，发现“热红外束流”效应最高可将 YORP 效应减弱到一半。这表明，如果应用热物理模型时不考虑“热红外束流”效应，计算得到的 YORP 自转加速度可能存在很大的误差，甚至是不准确的。

局部自加热效应是指小行星未被太阳照亮的凹面接受到了其他面元反射的光，导致阴影区域被加热并发出热辐射的现象，全球自加热效应即整个小行星上发生的自加热现象。在处理 Itokawa 这样的存在较大阴影区的小行星时，必须考虑全球自加热效应影响。2013 年，Rozitis 等人[95]指出全球自加热效应会降低 YORP 效应对小行星表面微结构的敏感度。与粗糙表面下热红外束流效应相似，全球自加热效应对 YORP 效应也有抑制作用，影响大小约为 10%。

在更高精度上分别考虑这两种效应对 YORP 效应的影响是必要的，事实上小行星一般

都同时存在这两种效应，他们的共同作用对 YORP 效应的影响是未来研究的一个方向。

6 总结和展望

本文主要介绍了小行星 YORP 效应的观测研究进展，从小行星 YORP 效应的基本理论、直接探测以及统计分析三个方面进行了论述。基于光变数据的形状反演模型和热物理模型是探测 YORP 旋转加速度的有效手段。形状反演模型需要时间跨度较长的高密度时序测光数据，极大地限制了对小行星 YORP 效应的实测，因此目前仅有 6 颗近地小行星的 YORP 旋转加速度被直接探测。热物理模型由于没有考虑“热红外束流”效应和全球自加热效应，降低了探测 YORP 旋转加速度的精度，不过热物理模型能有效地约束已知 YORP 旋转加速度的小行星的热惯量等热物理参数。由于小行星的形状数据和热物理模型仍十分有限，本文还介绍了一种参数化的分析方法，将小行星的形状和热惯量等热物理参数对 YORP 效应的影响用 YORP 系数来表示，不仅有利于小行星 YORP 效应的统计研究，还可以在研究光变观测的时间跨度时估算小行星 YORP 效应的探测概率。

小行星 YORP 效应目前面临的主要问题包括但不限于表面微结构的量化和热物理模型的进一步发展，未来利用光变数据来探测 YORP 效应仍然是主要的途径。随着小行星的光变数据不断增加，通过筛选模型有效地挑选可探测 YORP 效应的候选体变得必要。这有利于寻找那些在 YORP 效应作用下自转减速的小行星。此外，YORP 效应的自我加强和自我限制过程也是未来需要研究的重点，对建立完备的 YORP 理论较为重要[96]。因此，在 YORP 效应不断发展和完善的过程中，尚有许多有意义的工作值得学者们去探索。

参考文献：

[1] Pravec P, Harris A W. Icarus, 2000, 148: 12
[2] Scheeres D J, Marzari F, et al. Icarus, 2011, 214: 622
[3] Jacobson S A, Francesco M, et al. MNRAS, 2014, 439: 95
[4] Lowry S C, Weissman P R, et al. A&A, 2014, 562: A48
[5] Hergenrother C W, Maleszewski C K, et al. Nature Communications, 2019, 10: 1291
[6] Vokrouhlický D, Chesley S R, et al. Icarus, 2015, 252: 277
[7] Scheeres D J, et al. Icarus, 2018, 304: 183
[8] Kevin J G, David A M, et al. Icarus, 2018, 304: 162
[9] Cheng B, Yu Y, et al. Nature Astronomy, 2020, 5: 134
[10] Michel P, Ballouz R L, et al. Nature Communications, 2020, 11: 2655
[11] Kleyna J T, Meech K J, et al. ApJ, 2019, 874: L20
[12] Lauretta D S, Hergenrother C W, et al. Science, 2019, 366: 3544
[13] Veras D, Scheeres D J, et al. MNRAS, 2020, 492: 2437
[14] Veras D, Pier-Emmanuel Tremblay, et al. MNRAS, 2020, 765: 775
[15] Veras D, Kevin Heng, et al. MNRAS, 2020, 496: 2292
[16] Yarkovsky I O. The density of luminiferous ether and the resistance it offers to motion. Brož M, Vokrouh-

lický D. Charles: Charles University, 2006: 153
[17] Radzievskii V V. Doklady Akademii Nauk SSSR, 1954, 97: 49
[18] Paddack S J. Journal of Geophysical Research, 1969, 74: 4379
[19] Rubincam D P, et al. Icarus, 2000, 148: 2
[20] Lowry S C, Alan Fitzsimmons, et al. Science, 2007, 316: 272
[21] Rubincam, Paddack, et al. Icarus, 2010, 209: 863
[22] Yan X R, Li J F. SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica& Astroomica, 2019, 49: 8
[23] Vokrouhlický D, Čapek D, et al. Icarus, 2002, 159: 449
[24] Harris A W. Bulletin of the American Astronomical Society, 2004, 36: 1185
[25] Breiter S, Vokrouhlický D, et al. MNRAS, 2011, 410: 2807
[26] 李俊峰, 曾祥远, 张韵. 力学与实践, 2016, 38: 603
[27] Nesvorný D, Vokrouhlický D, et al. AJ, 2007, 134: 1750
[28] Vokrouhlický D, Čapek D, et al. Icarus, 2004, 172: 526
[29] William B F, Vokrouhlický, et al. Annual Review of Earth and Planetary Sciences, 2006, 34: 157
[30] Binzel R P. Nature, 2003, 425: 131
[31] Brož M，Vokrouhlický D, et al. Proceedings IAU Symposium, 2005, 1: 351
[32] Hanuš J, Ďurech J, et al. A&A, 2011, 530: 16
[33] Warner B D, Harris A W, et al. Icarus, 2008, 197: 497
[34] Pravec P, Harris A W, Vokrouhlický D, et al. Icarus, 2008, 179: 479
[35] Rubincam D P, Paddack S J, et al. Icarus, 2010, 209: 863
[36] Vokrouhlický D, Brož M, et al. Dynamics of Populations of Planetary Systems, 2005, 197: 145
[37] Nesvorný D, Bottke W F, et al. ApJ, 2003, 591: 486
[38] Vokrouhlický D, Brož M, et al. Proceedings of the International Asteronomical Union, Cambridge University：IAUC, 2004: 145
[39] Ćuk M, Burns J A, et al. Icarus, 2005, 176: 418
[40] McMahon J, Scheeres D J, et al. Asteron, 2010, 106: 261
[41] McMahon J, Scheeres D J, et al. Icarus, 2010, 209: 494
[42] Pravec P. http://www.asu.cas.cz/∼asteroid/binastdata.htm, 2019
[43] Taylor P A, Margot J L, et al. Icarus, 2014, 229: 418
[44] Ćuk M,Burns J A, et al. American Astronomical Society, 2005, 36: 1184
[45] Jacobson S A, Scheeres D J, et al. ApJ, 2014, 780: 21
[46] Jacobson S A, Scheeres D J, et al. ApJL, 2011, 736: 5
[47] Steinberg E, Re'em Sari, et al. AJ, 2011, 141: 10
[48] Rubincam D P, et al. Icarus, 2007, 192: 460
[49] Golubov O, Krugly Y N, et al. The Astronomical Society, 2012, 752: 5
[50] Golubov O, Scheeres D J, Krugly Y N. ApJ, 2014, 794: 9
[51] Ďurech J, Sidrin V, et al. https://astro.troja.mff.cuni.cz/projects/damit, 2019
[52] Ďurech J , Sidorin V, Kaasalainen M, et al. A&A, 2010, 513: 13
[53] Ďurech J, Benoit C, Marco D. ASTEROIDS Ⅳ: The Yarkovsky and YORP Effects, Tucson：University of Arizona Press, 2015: 183
[54] Lowry S C, Weissman P R, Duddy S R. A&A, 2014, 562: 9
[55] Harris A W, Young J W, et al. Icarus, 1989, 81: 314
[56] 李彬, 赵海斌. 硕士论文, 南京: 中国科学院紫金山天文台, 2012: 10
[57] Kaasalainen M, Torppa J, et al. Icarus, 2001, 153: 24
[58] Kaasalainen M, Torppa J, et al. Icarus, 2001, 153: 37
[59] Ďurech J, Vokrouhlický D, et al. A&A, 2008, 489: 25
[60] Brian D W. http://alcdef.org/PHP/alcdef_GenerateALCDEFPage.php, 2019
[61] Mikko Kaasalainen, Ďurech J, et al. Nature, 2007, 446: 420
[62] Ďurech J, Vokrouhlický D, et al. A&A, 2008, 488: 345

[63] Ďurech J, Vokrouhlický D, Pravec P. A&A, 2017, 609: 10
[64] Ďurech J, Vokrouhlický D, et al. A&A, 2012, 547: 9
[65] Taylor P A, Jeau-Luc Margot, et al. Science, 2007, 316: 274
[66] William F B, Vokrouhlický D, et al. Icarus, 2014, 247: 191
[67] Rozitis B, Green S F, et al. MNRAS, 2013, 430: 1376
[68] Ďurech J, Vokrouhlichký D, Pravec P. American Astronomical Society, DPS meeting 48, 2016, 504: 02
[69] William B, Vokrouhlický D, et al. AAS/Division of Dynamical Astronomy Meeting, 2019, 51: 200
[70] Müller T G, Ďurech J, et al. A&A, 2017, 599: 103
[71] Hanuš J, Ďurech J, et al. Icarus, 2015, 256: 101
[72] Kwiatkowski T. A&A, 2010, 509: 7
[73] Kwiatkowski T. A&A, 2010, 509: 11
[74] Rubincam D P, Rowlands D, et al. Journal of Geophysical Research, 2002, 107: 5065
[75] Hanuš J,Brož M, et al. A&A, 2013, 559: 19
[76] Rożek A, Lowry S, eds. Asteroids, Comets, Meteors 2014. Helsinki: University of Helsinki, 2014: 449
[77] Hanuš J,Ďurech J, et al. A&A, 2016, 586: 24
[78] Kaasalainen M, Ďurech J, et al. arXiv:2005.09947, 2020
[79] Rozitis B, Green S F, et al. MNRAS, 2011, 415: 2042
[80] 姜浩轩, 季江徽. 天文学进展, 2018, 36: 3
[81] Ševeček P, Broz M, Čapek D, et al. MNRAS, 2015, 450: 2104
[82] Rossi A, Marzari F, Scheeres D J. Icarus, 2009, 202: 95
[83] Slivan, Stephen M, et al. Nature, 2002, 419: 49
[84] Vokrouhlický D, et al. Nature, 2003, 424: 147
[85] Vraštil J, Vokrouhlický D, et al. A&A, 2015, 579: 10
[86] Vraštil J, Vokrouhlický D, et al. A&A, 2016, 579: 6
[87] Paolicchi P, Zoran Knežević, et al. Icarus, 2016, 274: 314
[88] Rosaev A E, Plávalová E. Icarus, 2018, 304: 135
[89] Hanuš J, Delbo, et al. Icarus, 2018, 299: 84
[90] Marzari F, Rossi A, Paolicchi P, et al. EPSC-DPS Joint Meeting 2019, 2019: EPSC-DPS2019-264
[91] Hanuš J, Ďurech J, et al. A&A, 2013, 551: 11
[92] Statler T S, et al. Icarus, 2009, 202: 502
[93] Golubov O A, Pyrohova U V, et al. Astronomical School's Report, 2015, 11: 135
[94] Rozitis B, Green S F, et al. MNRAS, 2012, 423: 367
[95] Rozitis B, Green S F, et al. MNRAS, 2013, 433: 603
[96] Statler T, Cotto-Figueroa D, et al. ApJ, 2015, 803: 18

The Review of the YORP Effect for Asteroids

TIAN Jun[1,2], ZHAO Hai-bin[1,3]

(1. Key Laboratory of Planetary Sciences, Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023, China; 2. University of Science and Technology of China, Heifei 230026, China; 3. CAS Center for Excellence in Comparative Planetology, Hefei 230026, China)

Abstract: When smaller asteroids are heated up by the sunlight, they re-radiate eventually the energy away in the thermal waveband, which creates a tiny thrust in turn. Due to irregu-

lar shape, thrusts on the different parts of asteroid result in a thermal torque complemented by scattered sunlight, which can modify the rotation rates and obliquities of small astreoids. This rotational variant has been named as Yarkovsky-O'Keefe-Radzievskii-Paddack (YORP) effect. During recent years, the YORP effect has been used to resolve many mysteries in asteroid science. In this paper, we review some key results especially in observational field, and preview the future goals for this work.

Firstly, the paper introduces the great significance of YORP research. Beside explaining the rotation and size distribution of asteroids, YORP effect also is applied to assessing near earth asteroid impact threat precisely, constraining asteroid physical characteristics, explaining surface material migration and asteroid activity triggering, even act as a important role on planetary system evolution.

Secondly, the paper introduces the theoretical framework of YORP effect, and illustrates the principle and application conditions. The torque calculation of the YORP effect and its influence on the rotation rate and obliquities of asteroids are reviewed in detail. More similar effects, such as BYORP effect, Orbital YORP effect, TYORP effect, are also introduced comprehensively.

Thirdly, the paper presents a progress on the rotational acceleration driven by YORP through observation, which is very dependent on the shape inversion model and thermophysical model of asteroid. So far, only 6 near earth asteroids have been measured and confirmed rotational acceleration, and all of them are speeding up. Also, the asteroids which have opportunity to measure rotational acceleration in the future are given.

Fourthly, the paper presents the role of YORP effect in the statistical distribution of asteroid rotation state, mainly including: 1) flatting the rotational speed distribution in the asteroid belt, and driving that of near earth asteroids as a bimodal distribution; 2) alignment of the rotation axes of asteroids, especially evidence in asteroid families. Furthermore, the YORP factor ($C_{\rm Y}$) is used to estimate the degree of YORP effect.

Finally, the paper discusses some key points should be accounted in target selection of measurable YORP effect, also including the influence of surface micro-structure characteristics, rough surface thermal-infrared beaming and global self-heating of asteroid on the quantitative evaluation of YORP effect.

Key words: asteroid; YORP effect; shape inversion model; thermophysical model